

# 航空宇宙技術研究所資料

TECHNICAL MEMORANDUM OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TM-753

## 極超音速流中斜円柱付着線上境界層遷移への鈍頭度の効果に関する実験

藤井啓介・小山忠勇・津田尚一・平林則明  
関根英夫・永井伸治・榊原盛三・穂積弘一

2000年10月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

# 極超音速流中斜円柱付着線上境界層遷移への鈍頭度の効果に関する実験\*

藤井啓介<sup>\*1</sup>、小山忠勇<sup>\*1</sup>、津田尚一<sup>\*1</sup>、平林則明<sup>\*1</sup>  
関根英夫<sup>\*1</sup>、永井伸治<sup>\*1</sup>、榊原盛三<sup>\*1</sup>、穂積弘一<sup>\*2</sup>

Experiments to Ascertain the Bluntness Effect on Attachment Line Transition of a Yawed Cylinder in Hypersonic Flow\*

Keisuke FUJII<sup>\*1</sup>, Tadao KOYAMA<sup>\*1</sup>, Syouichi TSUDA<sup>\*1</sup>, Noriaki HIRABAYASHI<sup>\*1</sup>  
Hideo SEKINE<sup>\*1</sup>, Shinji NAGAI<sup>\*1</sup>, Seizou SAKAKIBARA<sup>\*1</sup>, Kouichi HOZUMI<sup>\*2</sup>

## ABSTRACT

Experiments on attachment line transition of two yawed cylinder models with a sharp and a hemisphere nose were conducted in a hypersonic wind tunnel. The tests were conducted at a free-stream Mach number of 7.1, free-stream Reynolds number based on cylinder diameter varying from  $0.1 \times 10^6$  to  $1.3 \times 10^6$  and angles of attack of 30deg, 40deg and 50deg. Results for the sharp nose model tests matched those of other hypersonic wind tunnel tests. Tests for the hemisphere nose model at  $\alpha=30$ deg showed nose bluntness to have a greater effect on transition than expected, based on the entropy layer swallowing effect, while at  $\alpha=50$ deg, the effect was close to that expected. The bluntness effect at an angle of attack of 40deg showed the opposite tendency to the other cases.

**Keywords:** Compressible flow, boundary layer transition

## 概要

先端を鋭く切り落とした斜め円柱模型と半球頭部を付加した模型の遷移試験を極超音速風洞において一様流 Mach 数 7.1、円柱直径を基準長とした一様流 Reynolds 数  $0.1 \times 10^6 \sim 1.3 \times 10^6$  の範囲で行った。迎角として 30deg、40deg、50deg の三条件で試験を実施した。その結果、無限斜め円柱を模擬した先端を鋭く切り落とした斜め円柱模型では、他に報告されている極超、超音速風洞における付着線遷移データと比較的良好一致が得られた。半球頭部模型では、鈍頭度の効果により  $\alpha=50$ deg ではば予測されたエントロピー層呑込の領域に対応した遷移の抑制効果がみられたが、 $\alpha=30$ deg では、予測をはるかに上回って遷移が抑制されることがわかった。 $\alpha=40$ deg における鈍頭効果は他の 2 ケースとまったく異なり鈍頭度が増すと遷移が早まる傾向を示した。

## 記号

<i>C</i>	センサ比熱	<i>M</i>	Mach 数
<i>d</i>	ピアノ線(ラフネス)直径	<i>Pr</i>	Prandtl 数
<i>D</i>	円柱模型直径	$\dot{q}_w$	加熱率
<i>h</i>	熱伝達係数	<i>r</i>	metric coefficient または回復係数
		<i>Re</i>	Reynolds 数
		<i>R</i> <sup>*</sup>	付着線境界層遷移に関する局所 Reynolds 数
		<i>s</i>	境界層外縁流線に沿った座標
		<i>St</i>	Stanton 数
		<i>t</i>	時間
		<i>T</i>	温度

\* 平成 12 年 2 月 15 日受付 (received August 2000)

\* 1 空力特性研究部

\* 2 流体科学総合研究グループ

$U, V, W$	流速の $x, y, z$ 成分
$x, y, z$	座標 (図3)
	付着線境界層における特性長さ ( $\sqrt{v/(dV/dy)}$ )
$L$	境界層運動量厚
	境界層排除厚
	密度
$\mu$	粘性係数
	動粘性係数
	熱伝導率
	後退角 ( $\theta/2$ )
	迎角

## subscript

e	境界層外縁における値
w	模型壁における値
0	源点状態
s	付着線における値
lami.	層流状態
turb.	乱流状態
	一様流状態

## superscript

*	参照温度 ( $T^* = 0.3T_e + 0.1T_w + 0.6T_0$ ) による値
---	--

## 1. まえがき

極超音速領域における境界層遷移の予測は、宇宙往還機などの設計における空力加熱の正確な評価という観点からも重要な問題である。実際、航空宇宙技術研究所と宇宙開発事業団との共同で開発が進められている宇宙往還技術試験機 HOPE-X の設計データ取得をその一つの目的として実施された極超音速飛行実験機 (HYFLEX) では、 $M \approx 10$ ,  $Re \approx 2. \times 10^6$  近辺において胴体下面で境界層遷移が観測され (図1)、更に低迎角への迎角変更とほぼ対応して再び層流に戻るという結果が得られた。これらは Poll による無限円柱付着線上境界層遷移の評価基準<sup>2</sup>に鈍頭によるエントロピー層呑み込みの効果を含めて修正した基準により定性的にその傾向を説明することができた (図2)。無限円柱をもとにした判定基準を HYFLEX に適用する際、考慮しなければならない要素として鈍頭効果、実在気体効果などが考えられる。そこでは遷移に関する鈍頭効果のうちもっとも基本的なものと考えられたエントロピー層呑み込みの効果のみを考慮し、迎角の変更に伴い局所 Reynolds 数がある機軸方向断面  $x/L$  以降において減少しそれが層流化を引き起こしたというものであった。しかし遷移 Reynolds 数の観点から定量的な説明ができなかった上、そもそも無限円柱の基準を鈍頭円柱のような3次元物体に適用した実験データがなかった。

そのため極超音速領域で斜め円柱付着線遷移への鈍頭効果と、鈍頭効果の迎角依存性について実験的に調べる必要が生じた。

極超音速領域における境界層遷移への鈍頭効果は半頂角の小さい円錐形状で詳しく実験が行われており、それらによると鈍頭効果は次の3つに大きく分類される<sup>3</sup>。(i) bow shock により形成される高エントロピー流による境界層端の局所 Reynolds 数の低下、(ii) 遷移 Reynolds 数の変化、(iii) 鈍頭部あるいはその近傍における遷移、である。斜め円柱付着線上における遷移に、上述の分類がそのまま当てはまるとは限らないが、(i) は遷移までの距離を増加させる傾向があるのに対し、(ii) に関しては、エントロピー層の呑み込み特性長さ付近における遷移でもっとも遷移 Reynolds 数が大きく、その前後においてむしろ減少し場合によっては鈍頭効果が遷移 Reynolds 数を早める傾向が報告されており、その機構の解明にいたっていない。そのためここでは推算の容易な (i) のエントロピー層の呑み込みの効果を推定し、実験結果を整理し (ii) の遷移 Reynolds 数の変化に関する知見を得ることを試みた。(iii) の鈍頭部およびその近傍における遷移は今回考えない。

極超音速領域の実飛行における境界層遷移は、一様流 Reynolds 数、エンタルピー、一様流乱れ、表面粗さ、Mach 数、壁温などが大きく影響し得ることが知られている。しかし低乱一様流、高 Reynolds 数、高 Mach 数、高エンタルピー条件などを同時に満たす試験法、設備は今のところ存在しない。そのためここでは、Reynolds 数、Mach 数をあわせ一般的な (低乱ではない) 風洞において実験を行うこととした。そのため過去に報告されている一様乱れの少ない風洞による遷移データと比較する必要がある。圧縮性流れにおける付着線上境界層遷移に関する実験的研究は過去にいくつか行われており、Creel<sup>4</sup> の  $M \approx 3.5$  低乱風洞、Murakami<sup>5</sup> の  $M \approx 5, 7$  Ludwig Tube における報告がされている。一様流乱れの影響を確認する目的でここでは無限円柱を模擬した模型により遷移データを取得しこれら過去に報告されている遷移データと比較、本実験の妥当性を確認した後、鈍頭度の効果に関する試験を行うこととした。

## 2. 付着線境界層の遷移

## 2.1 遷移クライテリア

斜め円柱付着線境界層における遷移ははじめ非圧縮流れにおいて研究が進められ Poll<sup>2</sup> によって境界層の特性長さ ( $\lambda = \sqrt{v/(dV/dy)}$ ) を基準長とした局所 Reynolds 数によって整理された。そこでは表面粗さやエンドプレートなど擾乱の大きさによって遷移 Reynolds 数が変化することが報告された。さらにこのクライテリアを圧縮性流

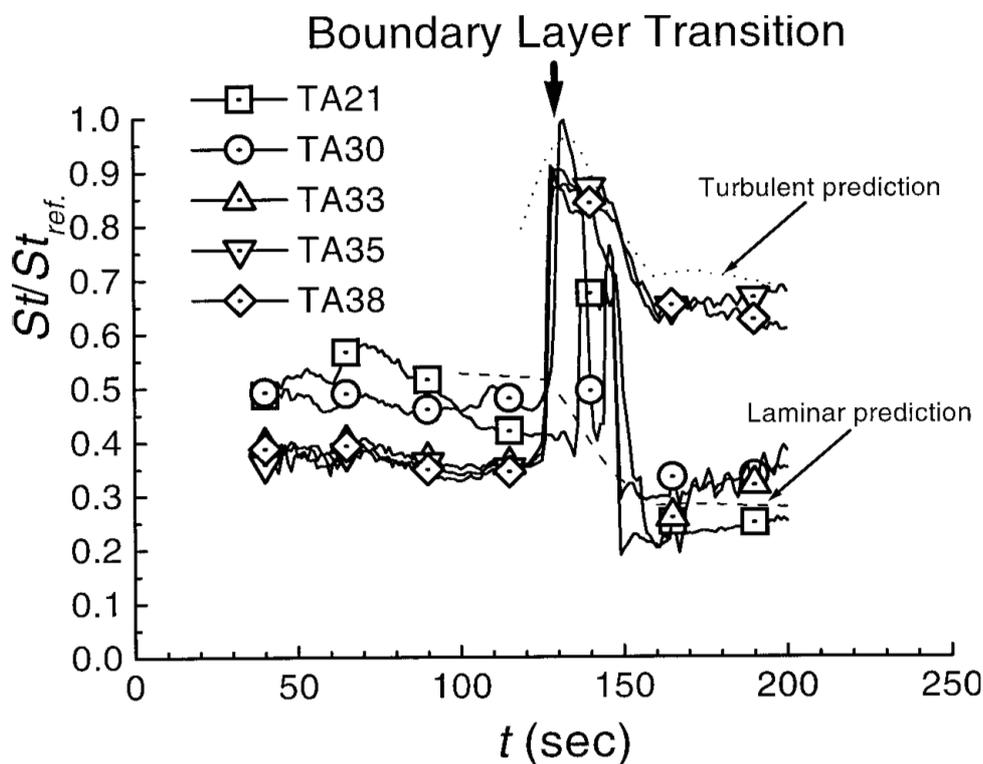


図1 HYFLEX 胴体下面における空力加熱の時間変化<sup>1)</sup>

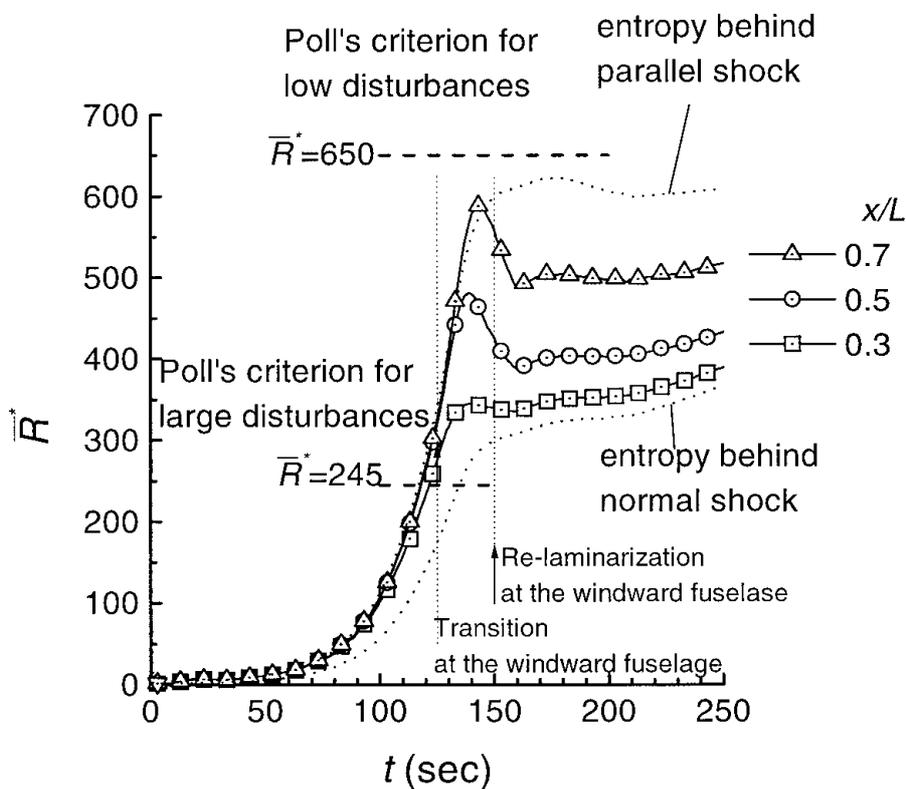


図2 HYFLEX における局所  $R^*$  の変化<sup>1)</sup>

れに適用するために以下に示されるように境界層の参照温度を用いた修正が行われた。

$$T^* = 0.3T_e + 0.1T_w + 0.6T_0$$

ここでその局所 Reynolds 数は以下のように定義される。

$$R^* = \frac{U_e}{\nu^*}$$

ただし、

$$\nu^* = \sqrt{\frac{\nu^*}{dV/dy}}$$

この局所 Reynolds 数を用いて、上流に十分大きな擾乱があった場合でも  $R^* < 245$  であれば遷移はせず<sup>2</sup>、また一様流乱れが遷移 Reynolds 数に影響を与えなくなる程十分小さい一様流乱れの環境下において、遷移 Reynolds 数は  $650 < (R^*)_t < 700$  にあることが報告されている<sup>4</sup>。今回の実験では風洞気流の乱れを明確に把握していなかったため  $245 < R^* < 650$  の範囲をカバーするように計画した。

## 2.2 鈍頭度効果の見積もり

前述のようにここでは遷移に及ぼす鈍頭効果の1つであるエントロピー層の呑み込みの効果を考慮し実験データを整理することとした。鈍頭によって形成される bow shock のために生じるエントロピー層が徐々に境界層に“呑み込まれる”ことによって、激点と模型後端とは境界層外縁におけるエントロピーは一般に異なる。そのため同一の表面圧力であっても境界層外縁の局所 Reynolds 数は気流方向に変化している。ここでは実験で得られた遷移条件をこの局所 Reynolds 数の分布と比較するため、呑み込み効果の影響範囲の推算を、axisymmetric analogue により行った。それは、表面圧力分布として Newtonian 圧力分布を仮定し境界層外縁における流線を推算し<sup>6</sup>、境界層をその流線の広がりに対応する回転体上の境界層と近似して境界層厚を空間的に逐次解く方法<sup>7</sup>である(以下)。

$$L = 5.55$$

ここで、

$$L = \frac{0.664}{U_e r} \int_0^s \mu^* U_e r^2 ds$$

その計算では衝撃波形状を仮定し、仮想回転体上の境

界層内を流れる流量と一様流流量との関係から通過した衝撃波角度を推定し<sup>8</sup> Newtonian 表面圧力を仮定し境界層外縁の諸量を計算した。

## 3. 風洞実験

### 3.1 方針

HYFLEX 胴体下面において観察された境界層遷移の解釈は前述のとおり無限斜円柱付着線における遷移基準を、機体軸に沿って  $R^*$  が変化するものとしたものである。その仮定が妥当であったかを評価するため、また妥当でなかった場合に鈍頭効果に関するデータを取得する目的で、鈍頭斜円柱の付着線上遷移時期について調べた。その際、鈍頭度の効果は迎角に大きく依存すると考えられるので鈍頭頭部形状は半球形状とし迎角変更により調べることとした。

実験要求として、極超音速領域であること、自然遷移する高 Reynolds 数を含む広いレンジであることなどから、設備として航技研極超音速風洞 500mm、M7 ノズルを使用することとした。しかしこの設備は低乱化に向けた工夫を特別には行っていないため、鈍頭効果の試験に先立って過去に報告されている Creel ら<sup>4</sup> ( $M=3.5$  低乱風洞)、Murakami ら<sup>5</sup> ( $M=5, 7$  Ludwig tube) のデータと比較し遷移試験実施の意義について確認する必要があった。また同様の理由から一様流乱れ強度の影響を受ける表面粗さの効果について調べ、無限、鈍頭円柱における振る舞いについて確認する。

### 3.2 実験、模型及び計測、データ処理方法

風洞気流範囲で遷移下限である  $R^* = 245$  (十分大きな擾乱がある場合) および上限である  $R^* = 650$  (十分小さい擾乱の場合) を含むことができるよう、幅広い Reynolds 数範囲を有する極超音速試験設備である航技研極超音速風洞(ノズル出口径 500mm、一様流マッハ数  $M \approx 7.1$ ) で実験を行うこととした。この実験ではまず無限斜め円柱の仮定が成り立つと考えられる形状の模型を用いて過去のデータと比較できるデータを取得し、次に頭部形状が半球形である模型を用いて鈍頭度の効果を見るため、図3のように先端を切り落とした模型と、それに取り付けられる半球頭部を用いた。上記要求 Reynolds 数範囲を実現する円柱半径を有しかつ無限斜め円柱の仮定を満たすこと、迎角 50deg におけるブロック率が約 6% 以内、風洞コア内(約 300mm)に入るなどの制約条件の下で  $L/D \approx 8$  程度、 $D=40$ mm とした。境界層遷移は、付着線上における加熱率を計測することで捕らえ、鈍頭効果を調べる際に必要な衝撃波形状をシャドウグラフにより取得した。加熱率センサは同図中のとおり模型中心線上に等間隔に 8 点配置し計測した。

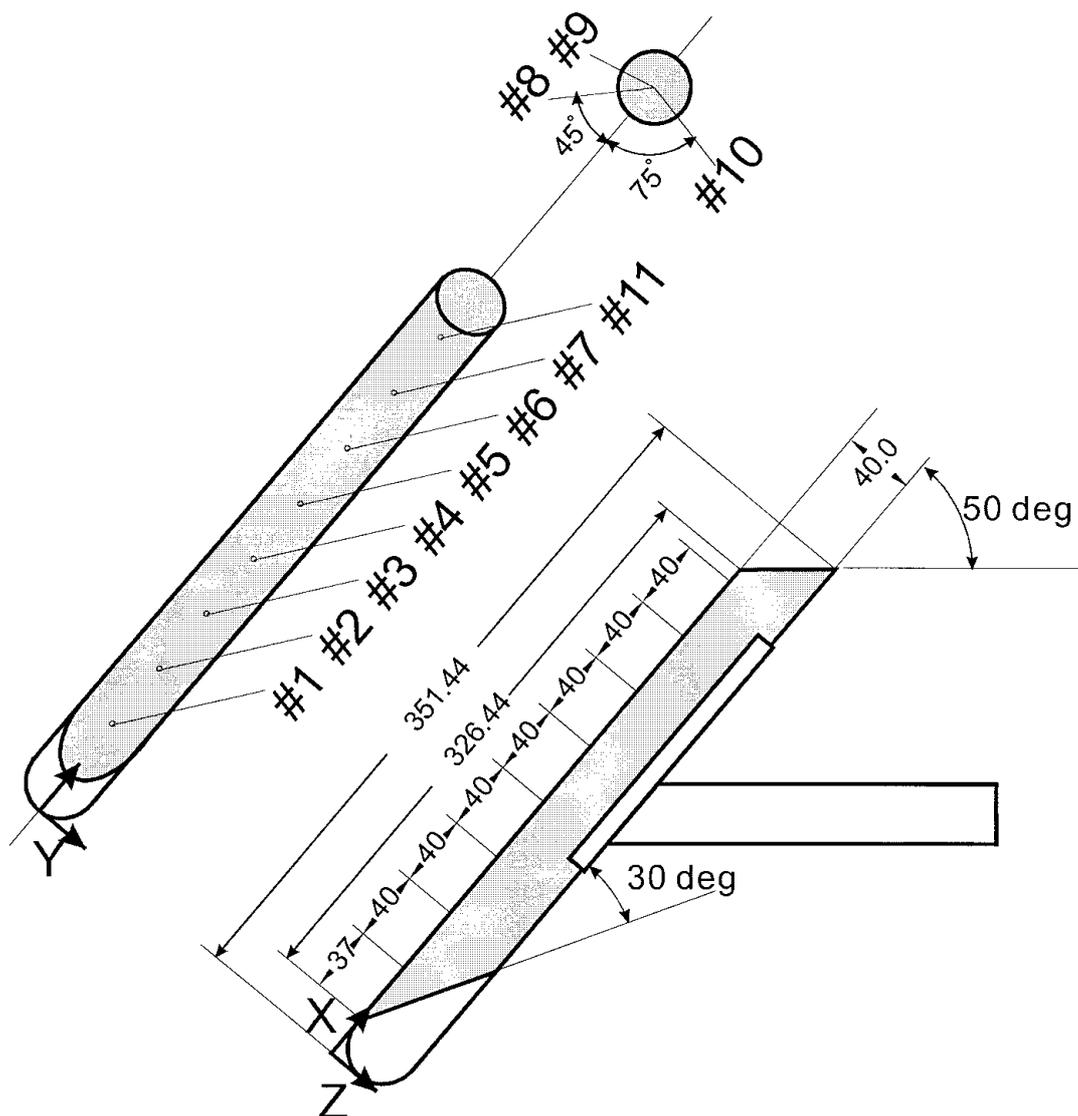


図3 模型形状、センサ配置

加熱率計測ではセンサが模型上の表面粗さとならないことが望ましいため、同軸熱電対（米国 Medtherm 社製 TCS-E-061-375-500-10594, E-Type 熱電対、外径 1.6mm、長さ 9.5mm）を模型に埋め込み表面温度を計測することで行った。表面温度履歴から加熱率の導出には以下の式に示されるように半無限一次元熱伝導の仮定を用いて求めた<sup>9</sup>。

$$\dot{q}_w(t) = \sqrt{\frac{C}{t}} \left\{ \frac{T(t)}{t} + \frac{1}{2} \frac{T(t) - T_0}{(t - t_0)^{3/2}} d \right\}$$

ここで模型材料の熱物性値として Medtherm 社から提示された  $T=300\text{K}$  における値 ( $\rho=8670\text{kg/m}^3$ ,  $k=17.3\text{ W/mK}$ ,  $C=426.4\text{ J/kgK}$ ) を用いた。模型材質は、電気的、熱的要因による誤差<sup>10</sup>を減らす目的で同軸熱電対ジャケッ

トと同一材質であるクロメルとしている。得られた加熱率の時刻歴と一様流総温、壁温から Stanton 数（もしくは熱伝達係数）とし、その時間平均を行った。

フローダウン型の極超音速風洞において表面温度計測により加熱率を導出する場合、模型（センサ）の温度場が裏面の影響などにより推定困難になる以前にデータを取る必要があり、具体的には計測時間を短くとり、投入を速やかに行う、模型初期温度分布が極力一様となるようにする、などが考えられる。ここでは空気圧シリンダー駆動による高速投入装置を用いることで投入時間を約 0.2 秒とし、模型投入後およそ 0.5 s から 1.0 s の範囲の温度データを処理した（図 4）。これは thermal diffusion time で  $t/l^2=0.13<0.2$  ( $l=6\text{mm}$ ,  $t=1\text{s}$ ) となり、裏面の影響到達時間に関する条件を満足している<sup>11</sup>。また初期温度分布を明確にするため 1run に 1case のみの計測とし

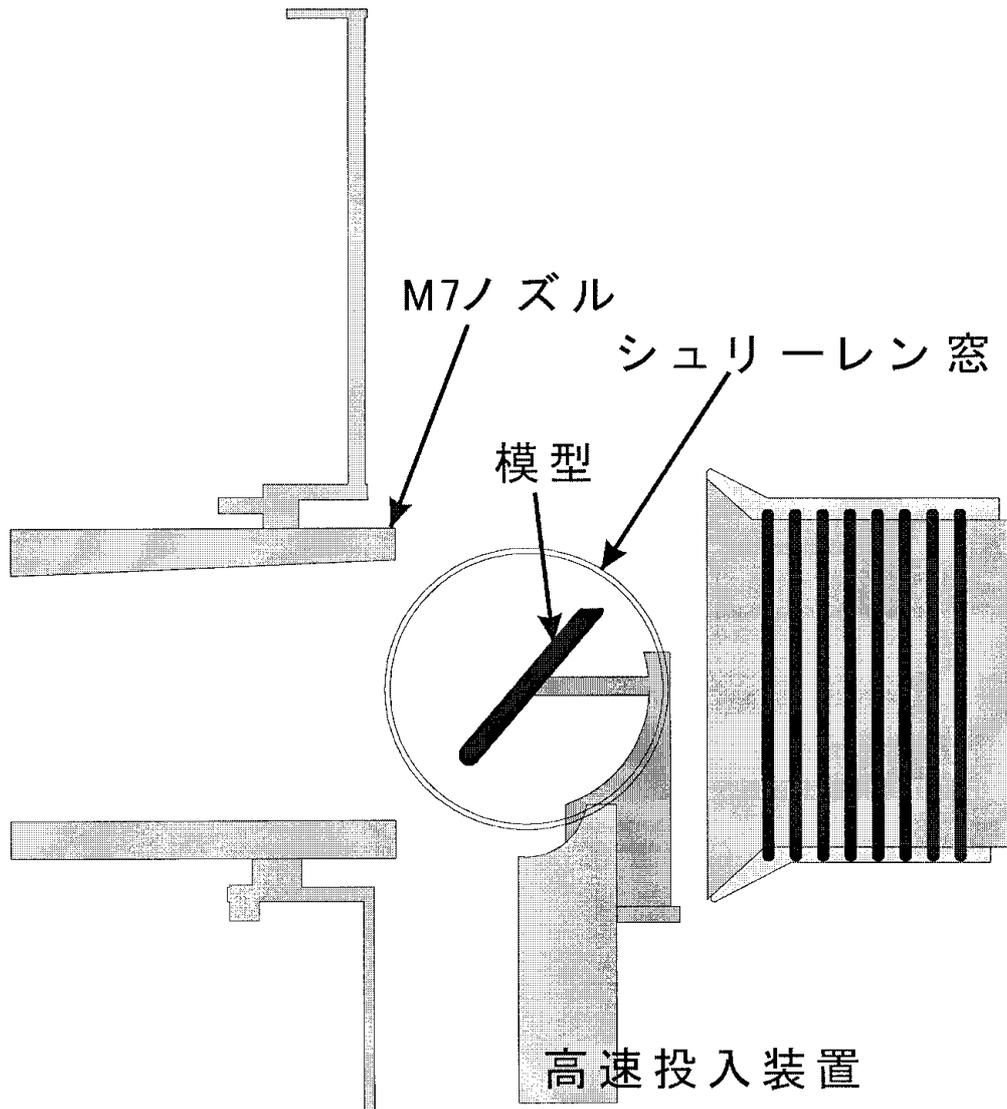


図4 試験セットアップ

表1 試験条件

迎角 (deg)	$M_\infty$	$Re_\infty$	$M_e$	$\bar{R}^*$	$P_0(\text{MPa})$
30	7.1	$0.1 \times 10^6 - 1.3 \times 10^6$	3.26	226-703	1.0-9.0
40	7.1	$0.1 \times 10^6 - 1.3 \times 10^6$	2.39	463-665	5.0-9.0
50	7.1	$0.1 \times 10^6 - 1.3 \times 10^6$	1.73	259-600	2.0-9.0

た。ここで使用した極超音速風洞はペブル加熱器においてブローダウン中に熱交換するもので総圧の低い条件では総温度の上昇に時間がかかるため、模型投入を気流成立から約22秒後に行い、総温度の安定を確実にした。

鈍頭効果を見るために取り付けられた半球頭部と模型本体との段差は実測により約0.02mmであった。また今回行った表面粗さは2次元ラフネスであり、定められた $x/D$ 位置にピアノ線( $d=0.07\text{mm}$ ,  $0.10\text{mm}$ ,  $0.20\text{mm}$ )を一周

巻き背面において模型にスポット溶接し固定した。

### 3.3 試験条件

試験条件は一様流 Reynolds 数で、 $Re_{D} \sim 1.0 \times 10^5 \sim 1.3 \times 10^6$ 、 $M = 7.1$ 、 $\theta = 30\text{deg} \sim 50\text{deg}$ である。 $\text{Poll}^2$  による付着線上遷移 Reynolds 数と、境界層外縁マッハ数  $M_e$  などの範囲は表1に示される。

試験ケースを表2に示す。この表中は一様流条件を示

表2 試験ケース表

case#	Run#	T <sub>0</sub> (K)	P <sub>0</sub> (MPa)	α (deg)	頭部形状	粗さ (d mm/φ x mm)	R <sub>e</sub> *	*1 遷移	case#	Run#	T <sub>0</sub> (°C)	P <sub>0</sub> (MPa)	α (deg)	頭部形状	粗さ (d mm/φ x mm)	R <sub>e</sub> *	*1 遷移
1-1	3606	693	1.0	30	sharp	smooth	226	X	10-3	3636	652	7.0	30	半球	0.20 / 40	615	X
1-2	3607	762	5.0	30	sharp	smooth	479	X	10-4	3637	659	9.0	30	半球	0.20 / 40	692	X
1-3	3608	676	9.0	30	sharp	smooth	684	O	10-5	3638	662	9.0	30	半球	0.20 / 205	690	O
1-4	3609	665	7.0	30	sharp	smooth	609	X	10-6	3639	665	7.0	30	半球	0.20 / 205	608	X
1-5	3610	635	8.0	30	sharp	smooth	668	X	10-7	3640	649	8.0	30	半球	0.20 / 205	659	O
2-1	3611	770	2.0	50	sharp	smooth	259	X	8-1	3641	645	9.0	50	半球	smooth	600	O
2-2	3612	661	9.0	50	sharp	smooth	592	X	8-2	3642	667	7.0	50	半球	smooth	521	X
2-2 (2)	3613	652	9.0	50	sharp	smooth	597	O	8-3	3643	655	8.0	50	半球	smooth	562	X
2-3	3614	650	7.0	50	sharp	smooth	529	X	8-4	3644	(620)	8.5	50	半球	smooth	(597)	X
2-4	3615	658	8.0	50	sharp	smooth	561	X	9-1	3645	667	6.0	50	半球	0.20 / 205	482	O
3-1	3617	686	8.0	50	sharp	0.07 / 135	548	O	9-2	3646	799	4.0	50	半球	0.20 / 205	358	X
3-2	3616	(770)	2.0	50	sharp	0.07 / 135	(258)	X	9-3	3647	819	5.0	50	半球	0.20 / 205	395	O
3-3	3618	735	5.0	50	sharp	0.07 / 135	418	X	9-4	3648	683	6.0	50	半球	0.20 / 205	477	O
3-4	3619	572	7.0	50	sharp	0.07 / 135	566	X	9-5	3649	787	5.0	50	半球	0.20 / 40	403	O
3-5	3620	641	7.0	50	sharp	0.07 / 135	533	X	9-6	3650	782	4.0	50	半球	0.20 / 40	362	O
3-6	3621	684	7.0	50	sharp	0.07 / 135	514	X	9-7	3651	801	3.0	50	半球	0.20 / 40	311	X
3-5	3622	682	8.5	50	sharp	smooth	567	X	13-1	3652	684	9.0	40	sharp	smooth	661	X
4-1	3623	677	7.0	50	sharp	0.10 / 135	517	X	13-2	3653	670	7.0	40	sharp	smooth	589	X
4-2	3624	692	7.0	50	sharp	0.20 / 135	511	O	14-1	3654	663	9.0	40	sharp	0.20 / 135	672	O
4-3	3625	768	3.0	50	sharp	0.20 / 135	316	X	14-2	3655	766	5.0	40	sharp	0.20 / 135	463	O
4-4	3626	782	5.0	50	sharp	0.20 / 135	403	O	14-3	3656	803	3.0	40	sharp	0.20 / 135	351	X
4-5	3627	780	4.0	50	sharp	0.20 / 135	361	X	14-4	3657	794	4.0	40	sharp	0.20 / 135	406	X
1-6	3628	699	8.5	30	sharp	smooth	652	O	15-1	3658	674	9.0	40	半球	smooth	665	O
5-1	3629	686	8.0	30	sharp	0.10 / 135	639	O	15-2	3659	658	8.0	40	半球	smooth	636	O
5-2	3630	685	7.0	30	sharp	0.10 / 135	599	X	15-3	3660	658	7.0	40	半球	smooth	594	O
5-3	3631	645	7.0	30	sharp	0.20 / 135	617	O	15-4	3661	767	5.0	40	半球	smooth	463	X
5-4	3632	744	5.0	30	sharp	0.20 / 135	483	X	15-5	3662	679	6.0	40	半球	smooth	541	O
5-5	3633	665	6.0	30	sharp	0.20 / 135	562	X	16-1	3663	775	5.0	40	半球	0.07 / 135	460	X
7-2	3634	632	7.0	30	半球	smooth	626	X	16-2	3664	610	7.0	40	半球	0.07 / 25	620	X
7-5	3635	642	9.0	30	半球	smooth	703	X	16-3	3665	643	9.0	40	半球	0.07 /	682	

\*1: O - 遷移を確認、X - 遷移を確認できず

すパラメータとして半球頭部円柱の場合も頭部なし円柱の場合と同様(無限円柱と仮定)にもとめたものである。

### 3.4 データ整理

得られた加熱率から遷移を判定するために以下に示されるBeckwithら<sup>12</sup>による層流および乱流加熱率の予測値と比較した。

層流:

$$St_{lami} = 0.773 P_r^{-1} \sqrt{\frac{1}{M R_{e,D}} \left( \frac{\mu_s}{\mu} \right) \left( \frac{T}{T_s} \right) \left( \frac{p_s}{p} \right) \left( \frac{p}{p} - 1 \right)^4}$$

回復係数:

$$r = P_r^{-1/2}$$

乱流:

$$St_{turb} = \cos^3 \sin^5 \left( \frac{1}{D} P_r \right)^{1/3} \left( a \frac{\mu_w}{\mu_0} \frac{T}{T_w} \frac{p_s}{p} \right)^{1/5} \left[ \frac{49}{376} \frac{\mu_0}{\mu} \left( \frac{D}{u} \frac{dV}{dy} \right)^{1/5} \right]$$

ただし  $\alpha=0.0228$

回復係数:

$$r = P_r^{-1/3}$$

また加熱率分布での比較では上記無限斜め円柱付着線における層流、乱流の加熱率予測値で規格化した下記パラメータで整理している。

$$St = \frac{St - St_{lami}}{St_{turb} - St_{lami}}$$

## 4. 結果及び考察

### 4.1 無限円柱

#### 自然遷移

図5に各センサにおける熱伝達係数時刻歴の例を示す(a:  $\alpha=30\text{deg}$ ,  $R^*=479$ , b:  $\alpha=30\text{deg}$ ,  $R^*=684$ )。ここで無限円柱付着線の層流及び乱流境界層における加熱率推算値がそれぞれ実線、破線によって示されている。どちらのケースも模型投入直後に受けるピーク加熱以外は各点でほぼ一定の熱伝達係数が得られた。投入後約0.5秒から1.0秒の間の時間平均をしてStの分布として整理したものが図6である。たとえば  $\alpha=30\text{deg}$  の図中( $R^*=479$ )から  $x/D > 4$  以降では加熱率がほぼ一定となり、無限円柱の仮定が成り立っているものと考えられる。更に、 $R^*=684$  では  $x/D \approx 1$  以降で遷移が始まり、模型後端近くでほぼ完全に乱流に達していることが分かる。同図(a)中  $R^*=668$  で遷移が確認できなかったのに対しそれよりの低い Reynolds 数  $R^*=652$  において遷移が確認されている。この原因は不明であるが、極超音速風洞では総温度を厳密に管理することは困難なため各Runごとに総温度が一般に異なる。そのように、壁温 - 総温比などここで取り入れられていないパラメータに起因するもの可能性が考えられる。

得られた実験データから無限円柱を仮定し求めた付着線遷移 Reynolds 数( $R^*$ )<sub>c</sub> を図7に示す。今回の風試結果は文献3, 4のデータと比べるとやや低い  $M_e=1.73$  を除けばほぼ同レベルの値となった。 $M_e=1.73$  のデータは

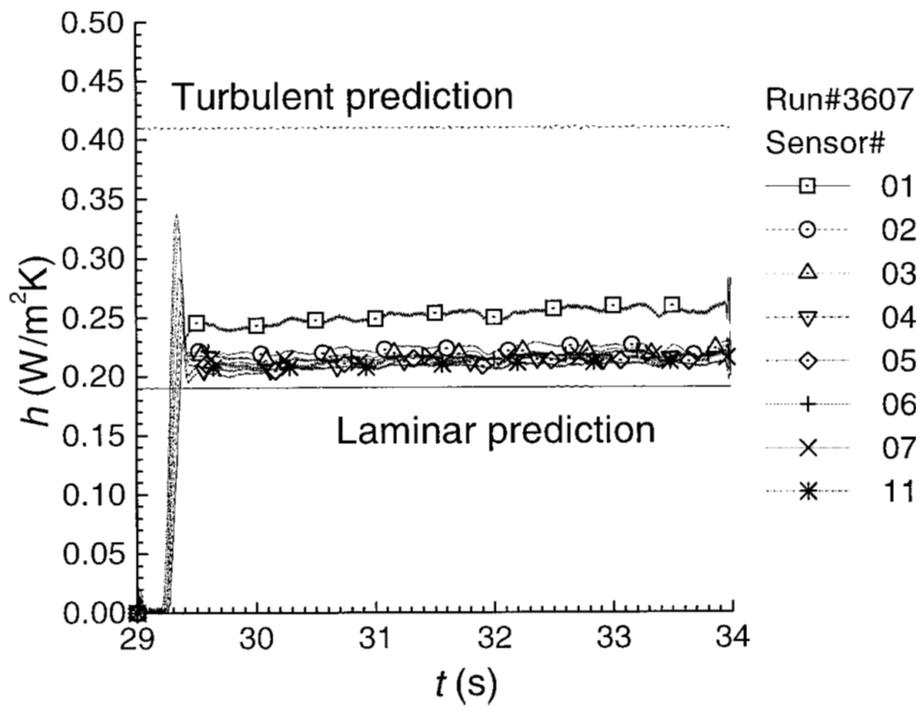


図5 計測加熱率時刻履歴の例

(a) =30deg,  $R^* = 479$

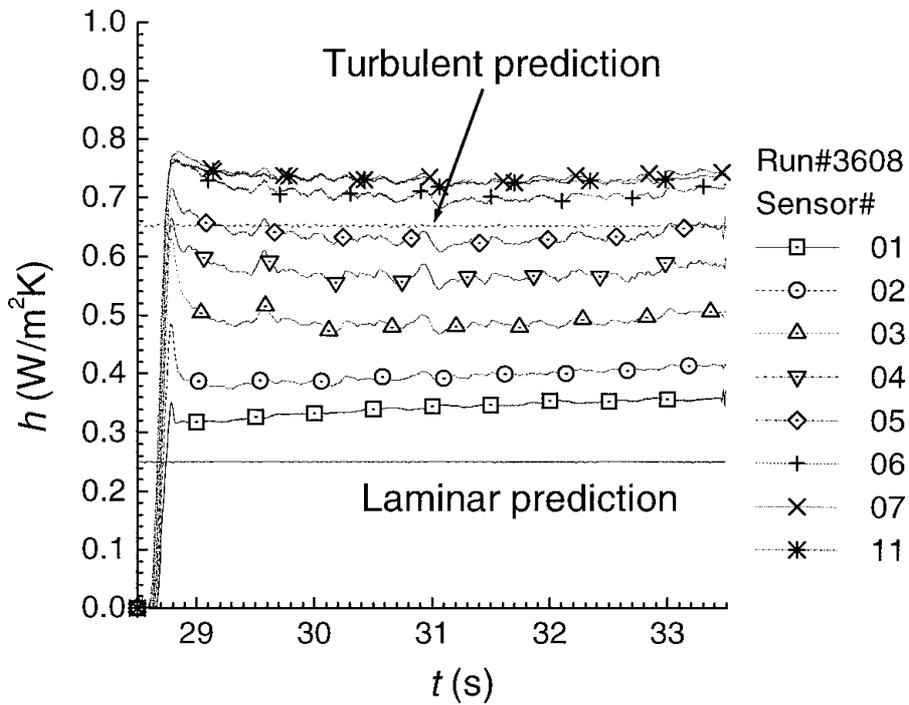


図5 計測加熱率時刻履歴の例

(b) =30deg,  $R^* = 684$

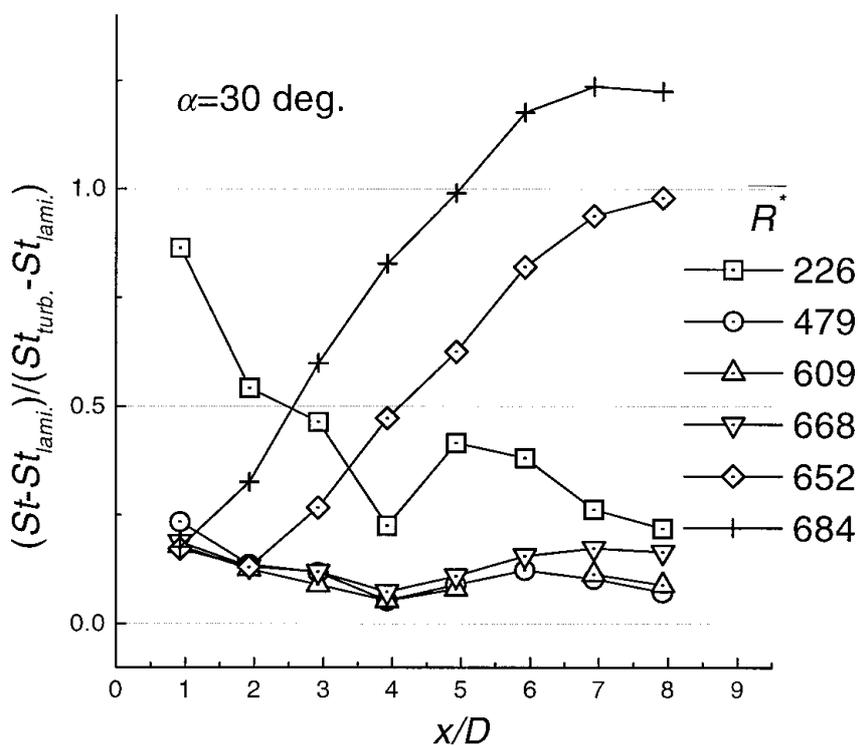


図6 加熱率分布（無限円柱）

(a)  $\alpha=30\text{deg}$ , ラフネスなし

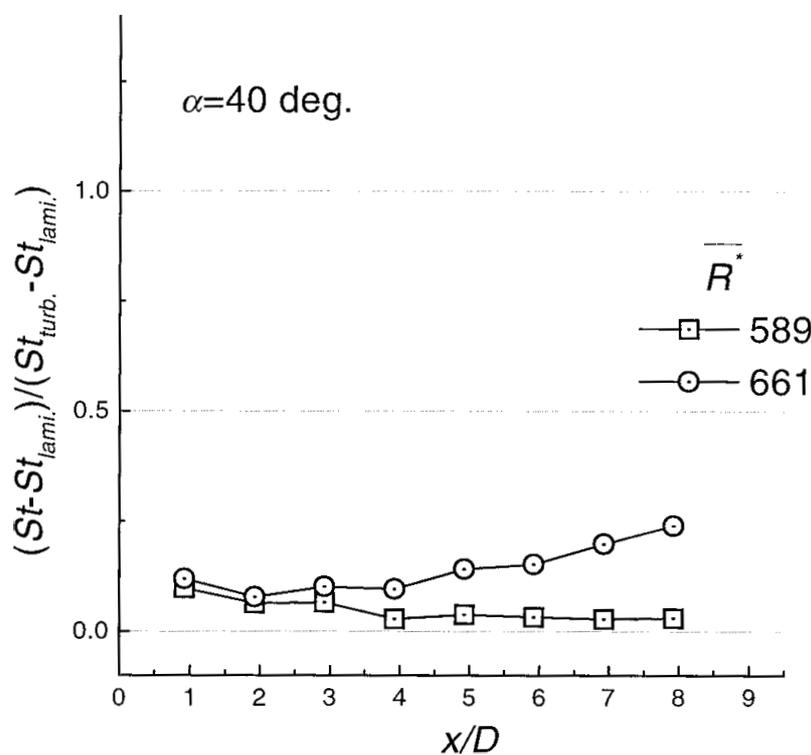


図6 加熱率分布（無限円柱）

(b)  $\alpha=40\text{deg}$ , ラフネスなし

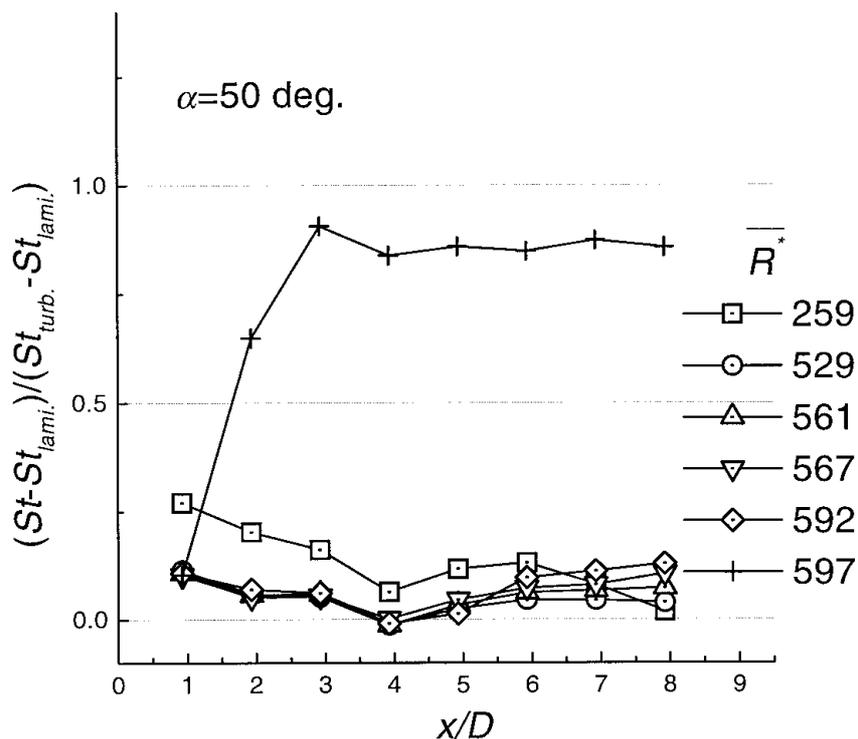


図6 加熱率分布 (無限円柱)  
(c)  $\alpha=50 \text{ deg}$ , ラフネスなし

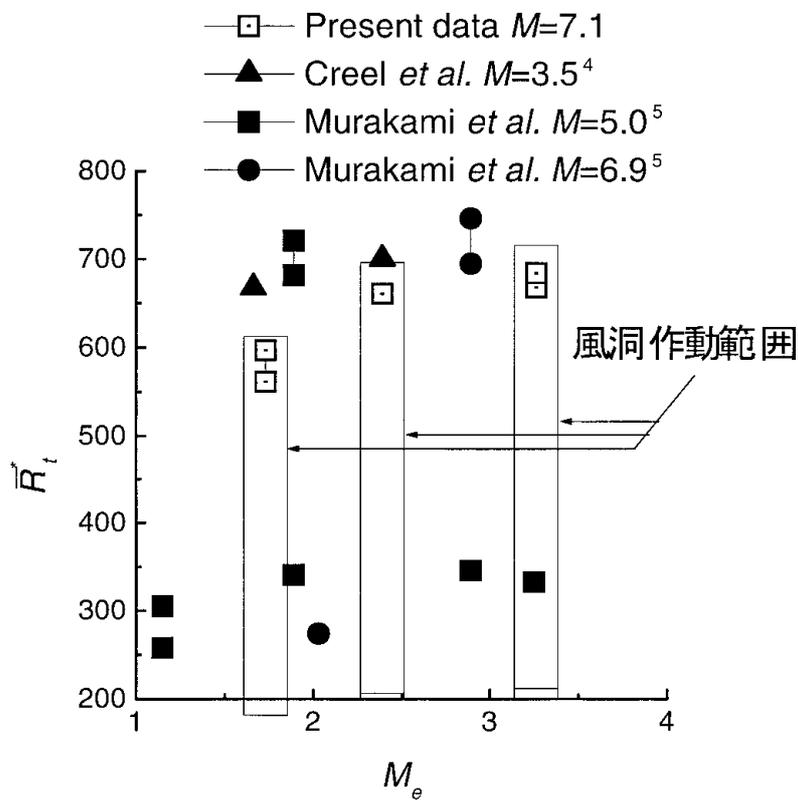


図7 遷移  $R^*$  と同所 Mach 数  $M_e$  との関係

$\alpha=50\text{deg}$ のものであるが、 $R^*=592$ および $R^*=597$ の再現確認では遷移したケースとしなかったケースとがあり、この値付近では壁温、総温度などの影響により遷移 $R^*$ の値が変化するものと考えられる。以上のことから特別に低乱化を行っていないものの、本風洞においても低乱風洞とほぼ同じレベルの遷移Reynolds数が得られる事がわかった。そのため本風洞を用いた鈍頭度効果データ取得の妥当性を確認できた。

表面粗さの効果

加熱率がほぼ一定となった $x=140\text{mm}$  ( $x/D=3.5$ )位置にピアノ線(直径 $d$  mm)により表面粗さを導入したときの遷移 Reynolds 数を示したものが図8である。迎角 $50\text{deg}$ では $d/\eta^* \approx 1.8 \sim 2.4$ 付近にcritical roughness高さがあると考えられる。それに対し迎角 $30\text{deg}$ のケースでははっきりした変化は見受けられず遷移Reynolds数は比較的高い値となっている(文献4,5で報告されている結果を図9に示す)。critical roughness高さ、遷移Reynolds数とも妥当な範囲にあることがわかった。

表面粗さを導入した際の加熱率時刻歴の例( $\alpha=30\text{deg}$ ,  $P_0=6.9\text{MPa}$ ,  $T_0=945\text{K}$ ,  $d=0.20\text{mm}$ )を図10に示す。粗さ直後のセンサ出力が模型投入直後は乱流加熱に近い状態であったのが、数秒後には層流加熱率に戻る傾向が確認された。原因については不明であるが計測時間遅れなどのチェックから明らかに計測誤差の範囲を超

えている。同様の傾向は他のケースにおける遷移 Reynolds数付近での粗さ直後のセンサおよび後述の半球頭部を付加した試験の一部においても観察され、遷移過程における非定常な振る舞いの一つと考えられる。

4.2 鈍頭円柱

加熱率分布を図11に示す。 $\alpha=50\text{deg}$ では、ほぼ同一の気流条件で遷移開始点が後方に移動した結果が得られたが、 $\alpha=30\text{deg}$ では、 $R^*=703$ (無限円柱とした場合)の気流条件においても遷移は観測されなかった。まずエントロピー層の呑み込みの効果を推算するため、実験によって得られた衝撃波形状(例を図12に示す)から2.2に示されたaxisymmetric analogueにより付着線上の境界層外縁における気流条件から求めた $R^*$ 分布を調べた(図13)。これによると迎角が浅くなるにつれ呑み込みの影響領域は広がるが、 $\alpha=30\text{deg}$ においても $x/D < 2 \sim 3$ 程度である事がわかる。ここで用いたエントロピー層呑み込み推算手法における誤差は大きいとは考えられるが、これは斜め円柱付着線では下流に行くに従い流線が指数関数的に広がりエントロピー層が急速に境界層に“呑み込まれる”事によっている。この点において流線が常に線型に広がる鈍頭円錐形状とくらべ大きく異なり、1.節における $(i)$ 局所Reynolds数の低下による効果の影響範囲が極めて限られた範囲に限定される。 $\alpha=50\text{deg}$ の実験結果からはこのエントロピー層呑み込みの影響範囲にほぼ

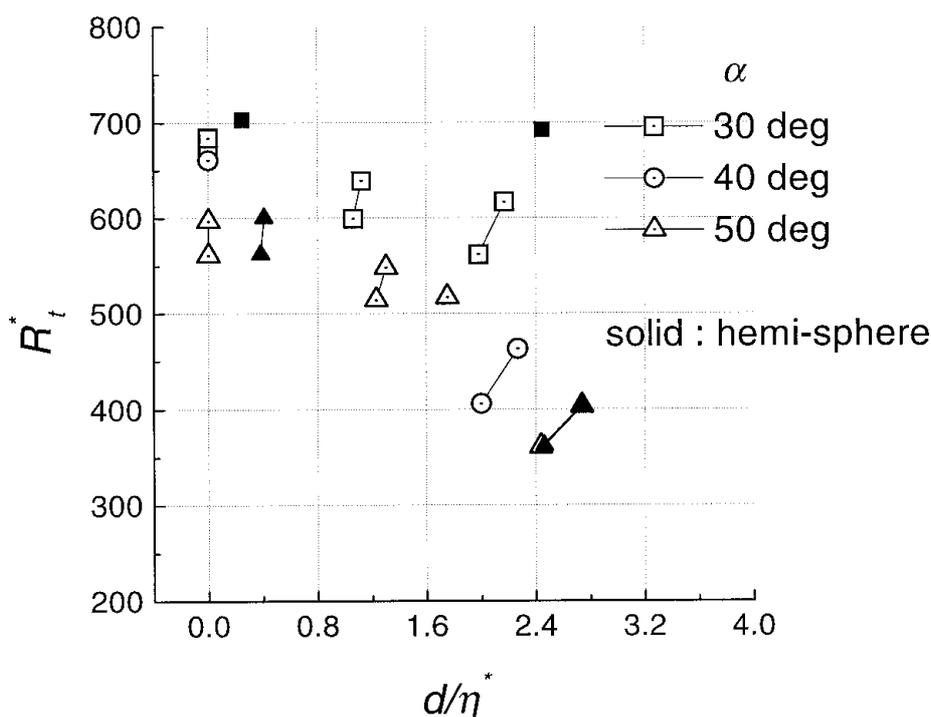


図8 表面粗さの遷移 $R^*$ への影響

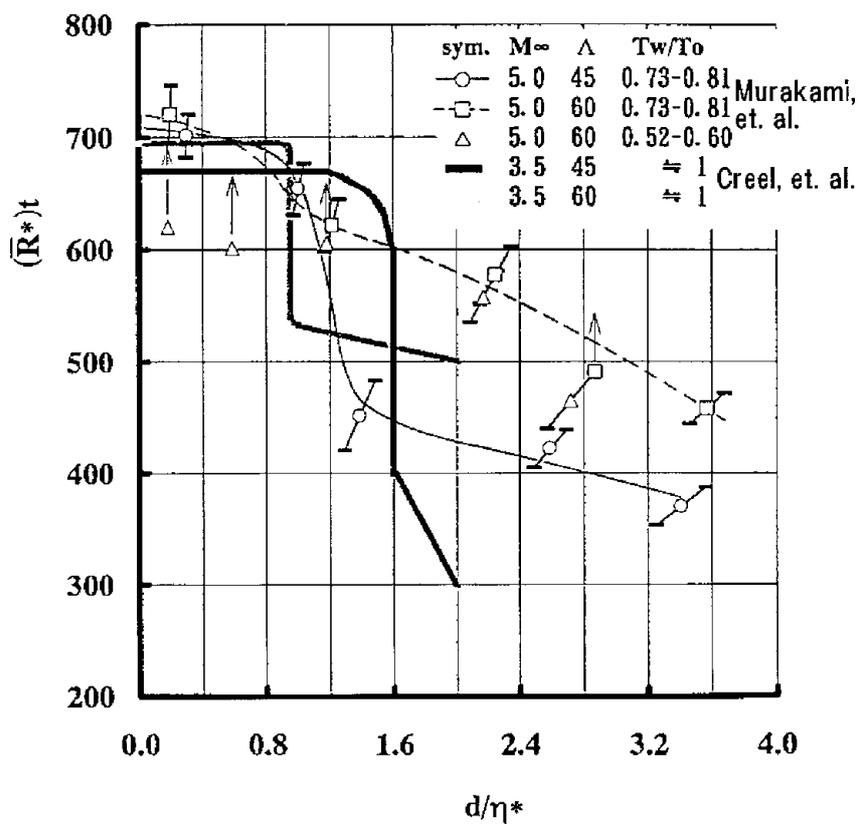


図9 表面粗さの遷移  $R^*$  への影響 (文献5より抜粋)

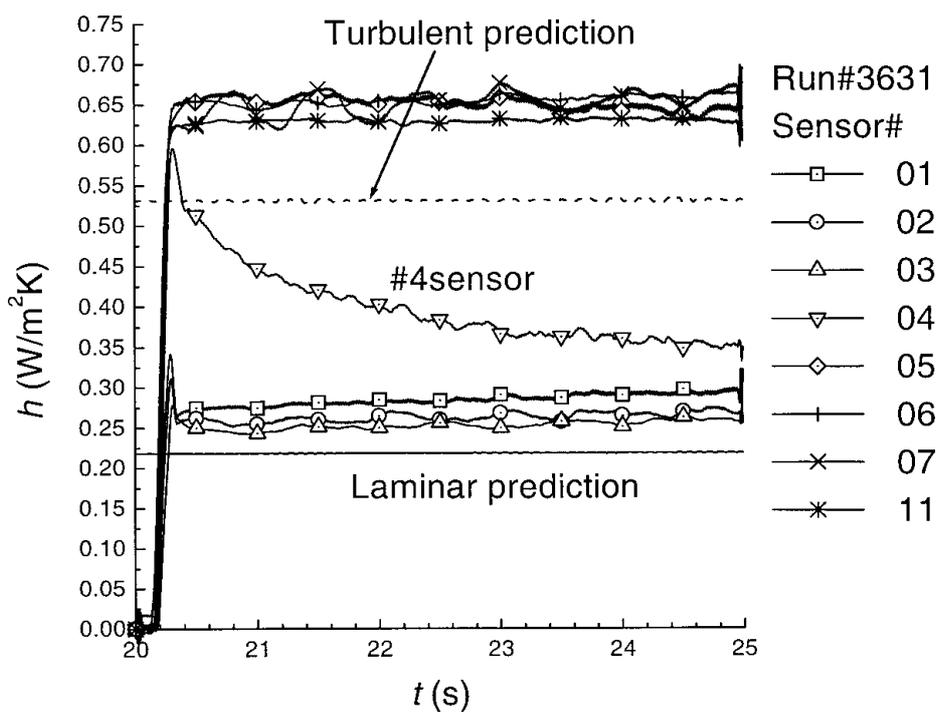


図10 表面粗さを付加した場合の空力加熱の時間変化

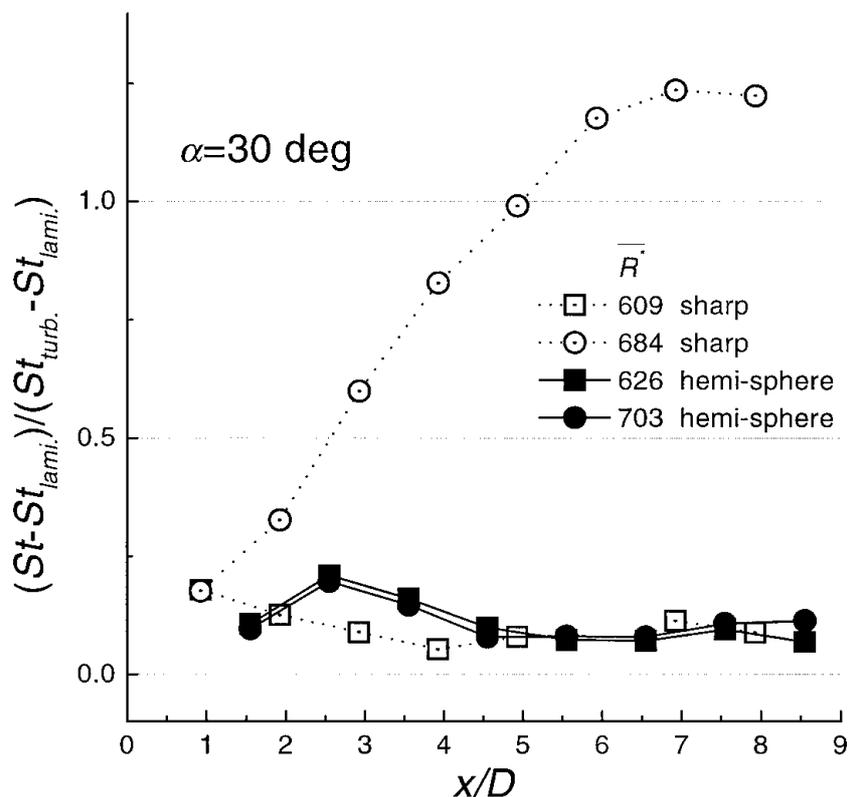


図 11 加熱率分布、遷移への鈍頭度の効果

(a) =30deg

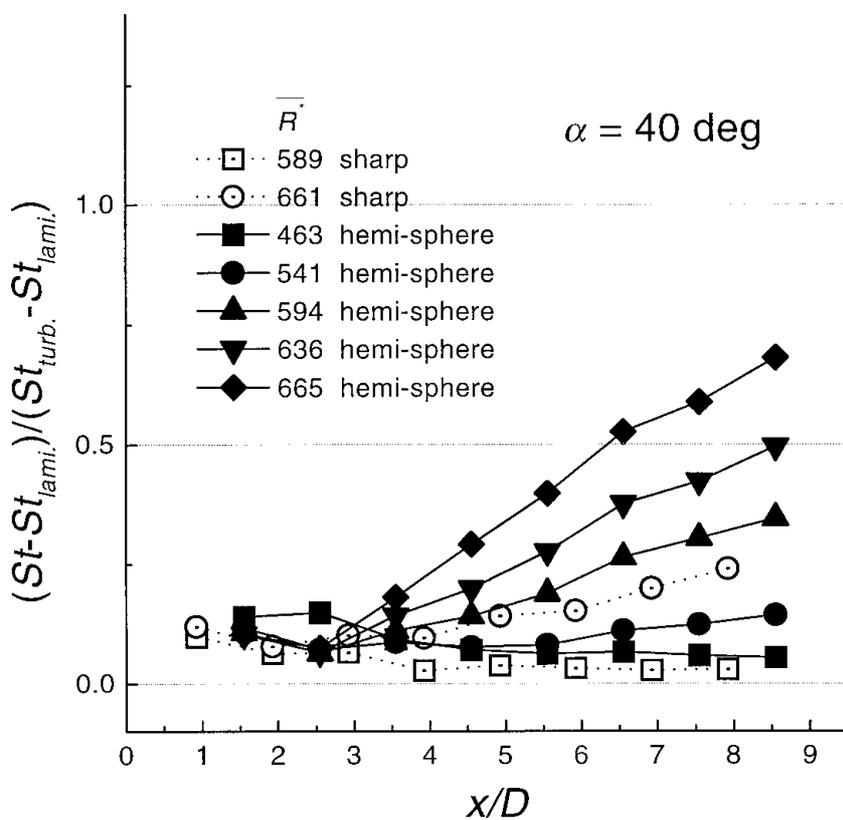


図 11 加熱率分布、遷移への鈍頭度の効果

(b) =40deg

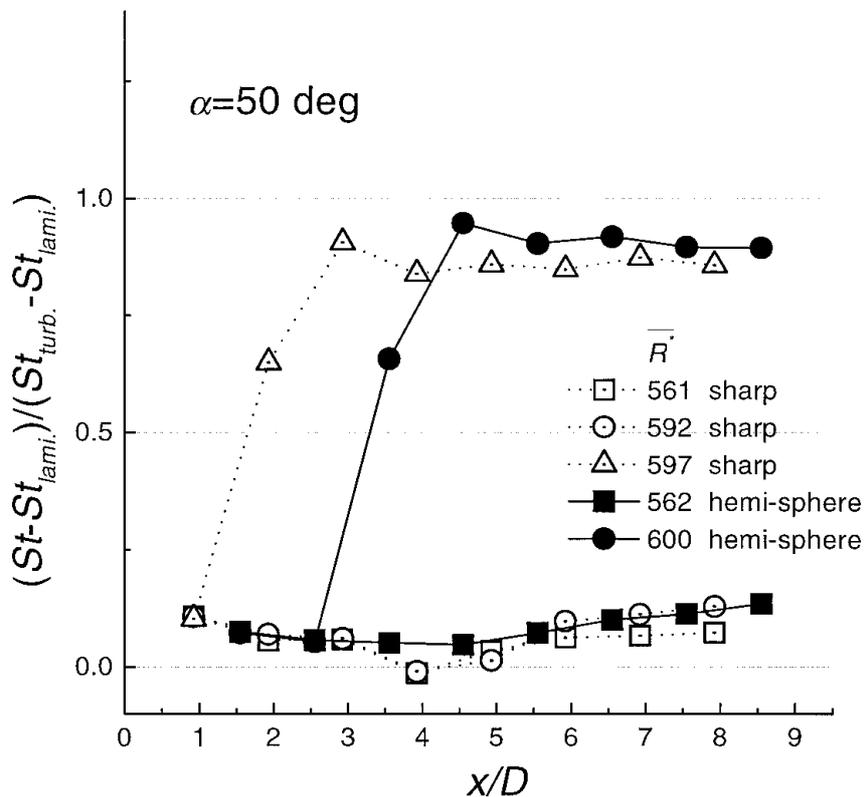


図 11 加熱率分布、遷移への鈍頭度の効果  
(c)  $\alpha = 50 \text{ deg}$

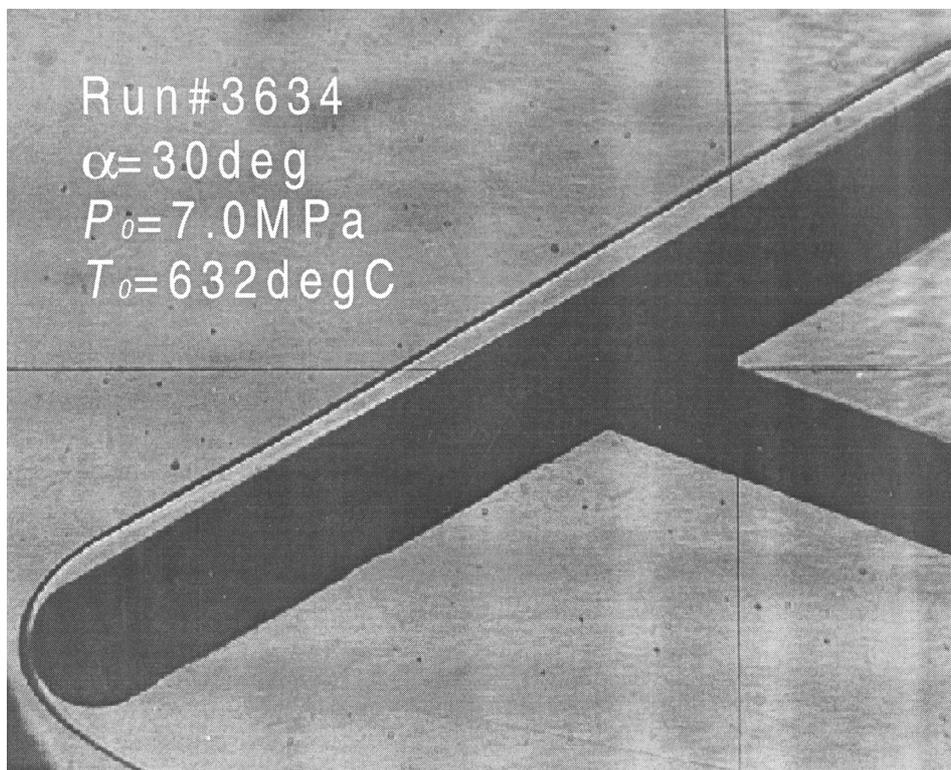


図 12 衝撃波形状 (シャドウグラフ)  
(a)  $\alpha = 30 \text{ deg}$

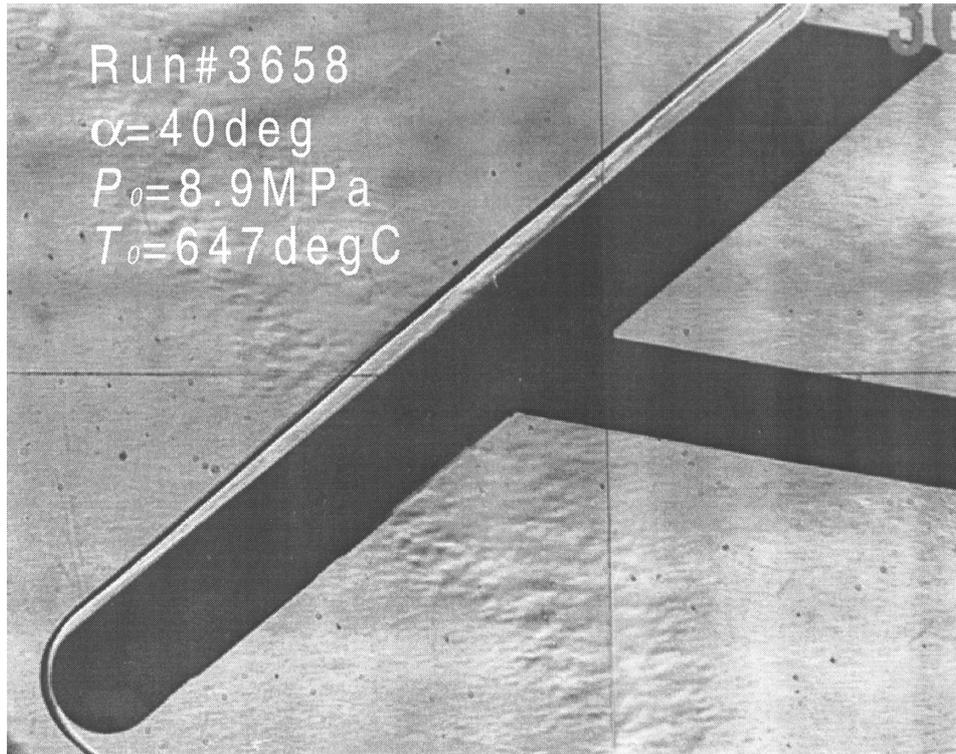


図12 衝撃波形状 (シャドウグラフ)

(b)  $\alpha=40\text{deg}$

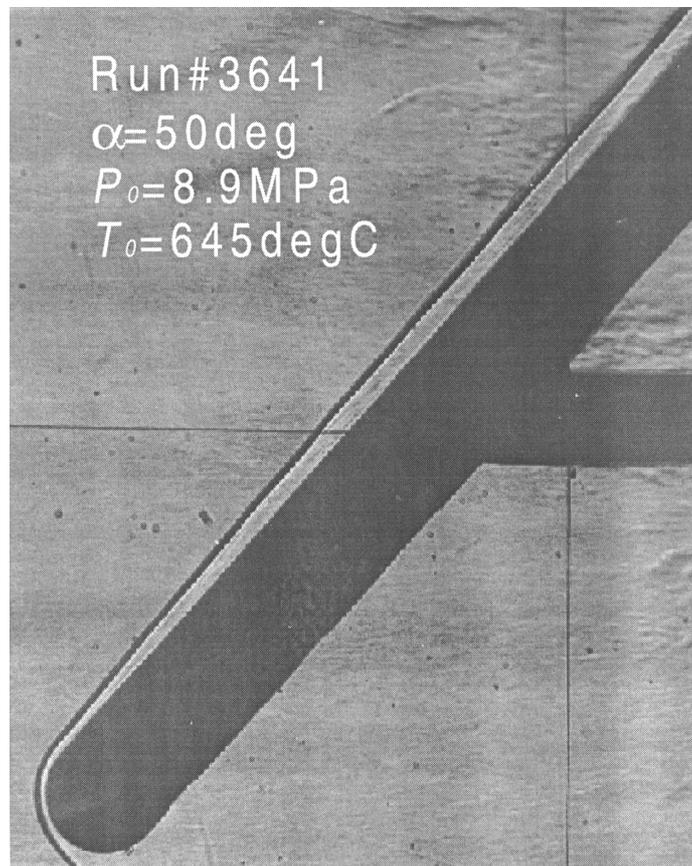


図12 衝撃波形状 (シャドウグラフ)

(c)  $\alpha=50\text{deg}$

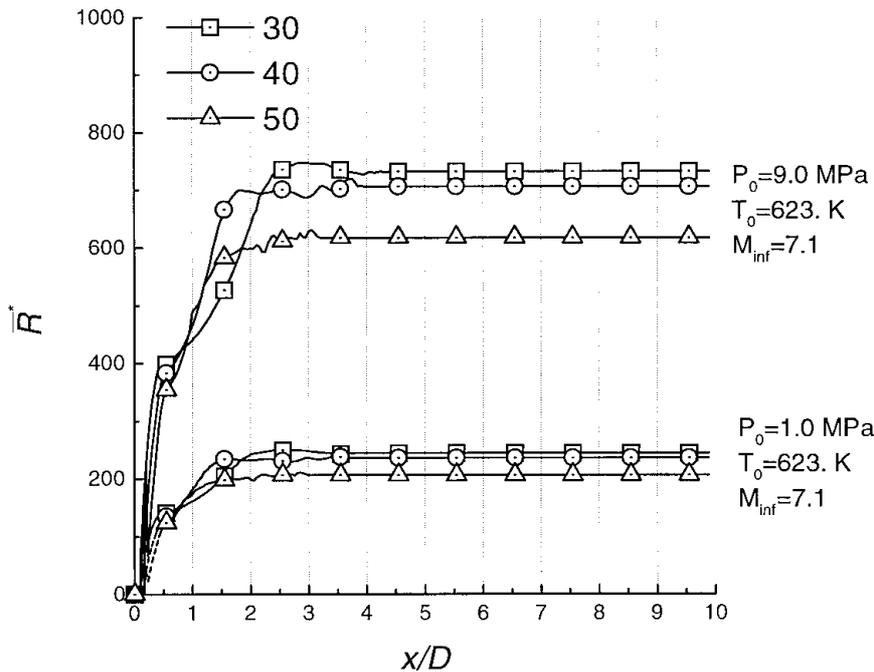


図 13 エントロピー層呑込による  $R^*$  分布の変化

一致した遷移の遅れが見られ、(ii)の遷移 Reynolds 数自体の変化は大きくないと考えられる。それに対し  $\alpha=30\text{deg}$ における実験結果では限定されたエントロピー層呑み込みの影響範囲を大きく超えて、遷移が抑えられていることが分かり遷移 Reynolds 数自体の変化(この場合は増加)が現れていると考えられる。しかし现阶段では遷移 Reynolds 数の定量的な評価にはいたっておらず、今後より正確な方法で計算し再評価する必要がある。また反省点として鈍頭頭部及びその直後における計測点数が少なく遷移 Reynolds 数を精度よく同定することができなかったことが挙げられる。

図 11 中  $\alpha=40\text{deg}$ では半球頭部なしの試験では風洞作動範囲内で境界層遷移が確認されなかったのに対し、半球頭部を付加することで逆に遷移が早まる傾向が見られた。これは鈍頭部又はその近傍における遷移とも異なる。そのため局所 Reynolds 数が減少したにもかかわらず遷移 Reynolds 数の変化(減少)が上回った可能性がある。しかし今回の実験では風洞一様流 Reynolds 数を上昇させると加熱率も徐々に上昇しはっきりとした遷移 Reynolds 数を同定することが困難であったため遷移 Reynolds 数の同定は今後の課題である。

表面粗さの効果として  $x=40\text{mm}$ 位置にピアノ線を張ったときの結果を図 8 に示す。表面粗さ  $d=0.2\text{mm}$ の場合の結果のみ得られており定性的な傾向を見るのに対しても十分な量のデータとは言えないものの、迎角  $\alpha=30\text{deg}$ に

おいては無限円柱の場合と比べ  $R^*$  にして 100 程度高い遷移 Reynolds 数が得られた。また迎角  $\alpha=50\text{deg}$ においては無限円柱の結果と有意な差は見られなかった。これらは表面粗さを付加しない実験の結果、つまり  $\alpha=30\text{deg}$ の場合遷移 Reynolds 数が増加し  $\alpha=50\text{deg}$ の場合遷移 Reynolds 数の変化が小さいという結果、と一致する傾向である。ここで  $R^*$  や  $\dot{q}$  などの計算には便宜上エントロピー層呑込は考慮していない。

## 5. 結論

頭部形状の異なる斜め円柱模型の遷移試験を極超音速風洞において行った。その結果、無限斜め円柱を模擬した模型では、他に報告されている極超、超音速風洞における付着線遷移データと比較的よい一致が得られた。

鈍頭度の効果により  $\alpha=50\text{deg}$ ではほぼ予測されたエントロピー層呑込の領域に対応した遷移の抑制効果が見られ遷移 Reynolds 数の変化は見られなかったものの、 $\alpha=30\text{deg}$ では大幅に遷移が抑制され遷移 Reynolds 数の増加が確認された。しかし现阶段では定量的な評価にはいたっておらず、またエントロピー層呑込は簡易的な方法で計算されたものなので、今後より正確な方法で計算し評価する必要がある。 $\alpha=40\text{deg}$ の鈍頭効果は他のケースと異なり鈍頭により遷移 Reynolds 数の減少と考えられる傾向を示した。

## 引用文献

- 1) Fujii, K. and Inoue, Y., " Aerodynamic Heating Measurement on Afterbody of Hypersonic Flight Experiment "; J. Spacecraft & Rockets Vol.35, No.6, 1998, pp736-741.
- 2) Poll, D.I.A. " Transition Description and Prediction in Three-Dimensional Flows "; AGARD-Rept.709, (1984), pp.5-1 - 5-23.
- 3) Stetson, K. F., " Hypersonic Boundary-Layer Transition "; Advances in Hypersonics, vol.1, J. J. Bertin, J. Periaux, and J. Ballmann ed., Birkhauser Boston, 1992, pp.324-417.
- 4) Creel, T. R., Jr., Beckwith, I. E. and Chen, F. J. " Transition on Swept Leading Edges at Mach 3.5 "; J. Aircraft, Vol. 24, No. 10, 1987, pp.710-717.
- 5) Murakami, A., Stanewsky, E. and Krogmann, P. " Boundary-Layer Transition on Swept Cylinders at Hypersonic Speeds "; AIAA J., Vol. 34, No. 4, 1996, pp649-654.
- 6) Rakich, J. V., and Mateer, G. G., " Calculation of Metric Coefficients for Streamline Coordinates "; AIAA Journal, Vol. 10, No. 11, 1972, pp.1539,1540.
- 7) Zoby, E. V., Moss, J. N. and Sutton, K. " Approximate Convective-Heating Equations for Hypersonic Flows "; J. Spacecraft and Rockets, Vol. 18, No. 1, 1981, pp.64-70.
- 8) Adams Jr., J.C., Martindale, W.R., Mayne Jr., A.W., and Marchand, E.O., " Real-Gas Scale Effects on Shuttle Orbiter Laminar Boundary-Layer Parameters "; J. Spacecraft & Rockets Vol.14, No.5, 1977, pp273-279.
- 9) Cook, W.J., and Felderman, E.J., " Reduction of Data from Thin-Film Heat-Transfer Gages: A Concise Numerical Technique "; AIAA J., Vol. 4, No. 3, 1966, pp561, 562.
- 10) Kidd, C. T., Nelson, C. G., and Scott, W. T., " Extraneous Thermoelectric EMF Effects Resulting from the Press-Fit Installation of Coaxial Thermocouples in Metal Models "; ISA, 1994 Paper 94-1022
- 11) Jones, R. A., and Hunt, J. L., " Use of Fusible Temperature Indicators for Obtainig Quantitative Aerodynamic Heat-Transfer Data "; NASA TR R-230, 1966
- 12) Beckwith, I. E. and Gallagher, J. J., " Local Heat Transfer and Recovery Temperatures on a Yawed Cylinder at a Mach Number of 4.15 and High Reynolds Numbers "; NASA TR R-104, 1961

---

## 航空宇宙技術研究所資料753号

平成12年10月発行

発行所 科学技術庁航空宇宙技術研究所  
東京都調布市深大寺東町7-44-1  
電話(0422)40-3075 ㊦182-8522  
印刷所 株式会社実業公報社  
東京都千代田区九段北1-7-8

---

©禁無断複写転載

本書(誌)からの複写、転載を希望される場合は、管理部  
研究支援課資料係にご連絡ください。

